Исследование параметров гравитационноголинзирования заряженных черных дыр ГМГГС

Сафина Элина Рустамовна

Измаилов РамильНаильевич

Башкирский государственный педагогический университет

Камал Канти Нанди, PhD

makhiyanova.elina@mail.ru

Теория струн является одним из кандидатов для описания последовательной квантовой теории гравитации, и поэтому исследования черных дыр, кротовых нор и голых сингулярностей в теории струн является актуальной задачей. Предсказания теории струн отличаются от предсказаний общей теории относительности, и одно из главных отличий является наличие скалярного поля, называемого дилатонным полем, которое может изменять свойства геометрии астрофизических объектов. Решения для сферических симметричных статичных заряженных черных дыр в низкоэнергетическом в пределе теории струн в четырехмерном пространстве были получены Гиббонсом и Маедой [1] и независимо от них Гарфинклом, Горовицом и Стромингером [2] (далее ГМГГС).

Эффективное действие метрики ГМГГС в картине струн имеет вид:

$$S_{SF} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} e^{-2\phi}[R_{\tilde{g}} - 4(\nabla\phi)^2 - F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}], \quad (1)$$

где ϕ дилатонное поле, $R_{\tilde{g}}$ скаляр кривизны и $F_{\mu\nu}$ электромагнитное поле Максвелла. Магнитно заряженная метрика для действия (1) имеет вид:

$$d_{\tau Mag,SF} = -\frac{(1-\frac{2M}{r})}{(1-\frac{Q^2}{Mr})}dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1-\frac{2M}{r}\right)(1-\frac{Q^2}{Mr})} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (2)$$

При $Q^2 < 2M^2$, метрика описывает регулярную черную дыру с горизонтом событий $r_{eh} = 2M$. Однако, в предельном случае при значении $Q^2 = 2M^2$, метрика сводится к

$$d\tau^2_{WH,SF} = -dt^2 + (1-\frac{2M}{r})^{-2}dr^2 + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\varphi^2). \quad (3)$$

Эта метрика при $r > 2M$ является глобально статичной и геодезически полноценной, и обладает всеми свойствами кротовой норы без горловины с функцией красного смещения $\Phi = 0$ и функцией формы $b(r) = 4M\left(1-\frac{M}{r}\right)$.

В работе исследуется влияние магнитного заряда решения ГМГСС на параметры гравитационного линзирования в пределе слабого поля. Для расчета параметров гравитационного линзирование используется формализм Китона-Петерса [3]. Вычисляются следующие параметры гравитационного линзирования: положение изображения, увеличение, общее увеличение, центральное положение и задержка по времени.

Список публикаций:

1. G.W. Gibbons and K. Maeda, Nucl. Phys. B 298, 741 (1988).

2. D. Garfinkle, G.T. Horowitz and A. Strominger, Phys. Rev. D 43, 3140 (1991) [Erratum-ibid. Phys. Rev. D 45, 3888 (1992)].

3. C.R. Keeton and A.O. Petters, Phys. Rev. D 72, 104006(2005).

Оператор эволюции дираковских фермионов в среде и нейтринные осцилляции

Слижевский Кирилл Васильевич

Иркутский государственный университет

Калошин Александр Евгеньевич, д.ф.-м.н.

Sqlk12@mail.ru

Проблема нейтринных осцилляций находится в центре внимания последние десятилетия, как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Явление нейтринных осцилляций создается смешиванием в системе нейтрино, когда массовые состояния отличаются от флейворных [1]. Мы исследуем случай распространения нейтрино в среде. В этом случае может возникать резонансная конверсия нейтрино одного сорта в другой – эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна. Квантовая механика наряду с квантовой теорией поля является надлежащим инструментом для описания этих эффектов и в данном случае мы используем именно квантовомеханический подход к этой проблеме. Простейший случай для осцилляций нейтрино это использовать уравнение Шредингера.

Мы же используем формализм, разработанный в [2] для изучения эволюции системы смешанных состояний флейворных нейтрино в веществе. Формулируем задачу на собственное значения используя гамильтониан Дирака и решаем ее для ультрарелятивистских фермионов.

$$\hat{H}_D = \vec{\alpha}\vec{p} - \gamma^0 M - a\gamma^0 \hat{U}(1-\gamma^5),$$

где $\vec{\alpha} = \gamma^0\,\vec{\gamma}$, М – массовая матрица, a – матрица потенциалов взаимодействия со средой, U – 4-х мерный вектор скорости среды. Квантовая механика позволяет написать любой оператор в виде

$$\hat{V} = \sum_i E_i |i\rangle\langle i\,| = \sum_i E_i\,\Pi_i,$$

где E – собственные значения, а П - соответствующие ортогональные проекторы (собственные проекторы). Воспользовавшись этим факт строим спектральное представление оператора эволюции.

Решение уравнение Дирака получим в виде

$$\psi(t) = e^{-i\hat{H}t}\psi(0) = \hat{V}\psi(0) = \sum_{j=1}^{4} e^{-iE_j t}\,\Pi_j\psi(0),$$

где $\hat{V}$ – оператор эволюции.

Используя метод рассмотренный выше в данной работе был найден эволюционный оператор для дираковских фермионов. С помощью данного математического объекта значительно проще, чем в КТП [3] получить вероятности для перехода нейтрино из одного сорта в другой, а так же формулы эффекта MCB. В дальнейшем этот инструмент можно применять в случаях, когда вектор скорости не равен нулю или когда в вершинах взаимодействий имеется примесь правых токов и т.п.

Список публикаций:

[1] S. Bilenky, Lect. Notes Phys. 947, 1 (2018)

[2] A.E. Kaloshin, V.P. Lomov, Int. J. Mod. Phys. A 31, 1650031 (2016)

[3] M. Dvornikov, Field theory description of neutrino oscillations, in Neutrinos: Properties, Sources and Detection, ed. J. P. Greene (Nova Science Publishers, New York, 2011)

Однофотонные интерференционные явления с точки зрения волновой функции фотона

Сорокин Андрей Владимирович

Давыдов Александр Петрович

Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова

Давыдов Александр Петрович, к.ф.-м.н.

skainet3002@rambler.ru

В классической электродинамике излучение фотона отдельным атомом описывается путем вычисления напряженностей электромагнитного поля, непрерывно испускаемого этим атомом и занимающего некоторый пространственно-временной континуум. Однако если излучение более-менее монохроматично, то, согласно квантовым представлениям, в результате излучения испускается фотон с энергией $\hbar\omega$, которая всегда поглощается в одной точке пространства. Поэтому, на самом деле следует считать, что атомом испускается не некоторое реальное электромагнитное поле, как принято считать в классической электродинамике, в виде «цуга электромагнитных волн», а «нечто» такое, которое условно можно считать волновой функцией фотона (ВФФ) в координатном представлении [1-4]. Условно – потому что на данном уровне знаний ВФФ представляет собой математическое построение, а не физический объект. Применяя термин ВФФ в координатном представлении можно наглядно описывать однофотонные интерференционный явления [2-4] на «метафизическом языке» и, таким образом, в определенной мере ослабить проблему корпускулярно-волнового дуализма света.

Существует [1] способ построения ВФФ в координатном представлении, используя выражения классической электродинамики. Цель статьи – сравнить плотность вероятности обнаружения фотона при его свободном распространении, даваемую ВФФ в координатном представлении, описывающей фотон, излучаемый фемтосекундным лазером длительностью импульса 80 фс и средней длиной волны 10 мкм, с так называемой *классической* плотностью вероятности, введенной в [3, 5].

ВФФ может быть представлена [1] в виде шестикомпонентного вектора (волнового пакета)

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \int \frac{b(\mathbf{k},+1)}{(2\pi)^{3/2}} \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \mathrm{e}_{+1}(\mathbf{k})\, e^{i(\mathbf{kr}-kct)}\, d^3\mathbf{k} + \int \frac{\left[b(-\mathbf{k},-1)\right]^*}{(2\pi)^{3/2}} \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \mathrm{e}_{-1}(\mathbf{k})\, e^{i(\mathbf{kr}-kct)}\, d^3\mathbf{k}\,, \qquad (1)$$